

07.2

AllnSb/InSb-гетероструктуры для ИК-фотоприемников, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии

© М.А. Суханов^{1,2}, А.К. Бакаров^{1,2}, Д.Ю. Протасов^{1,3}, К.С. Журавлёв^{1,2}¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия³ Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

E-mail: sukhanovma@mail.ru

Поступило в Редакцию 30 сентября 2019 г.

В окончательной редакции 30 октября 2019 г.

Принято к публикации 31 октября 2019 г.

Представлена фотоприемная гетероструктура на основе AllnSb/InSb, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Изготовлены мезоструктуры различных диаметров. Измерена температурная зависимость темнового тока. Показано, что встроенный барьер блокирует поток основных носителей заряда, тем самым снижая плотность темнового тока по сравнению с таковой для *pin*-структуры на основе InSb. Путем измерения зависимости темнового тока от размера мезоструктуры определено, что объемная составляющая тока преобладает над поверхностной.

Ключевые слова: InSb, *nVn*-детектор, темновой ток, молекулярно-лучевая эпитаксия, ИК-фотоприемник.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.04.49040.18055

В настоящее время активно развивается область тепловидения, широко используемая в таких сферах, как мониторинг окружающей среды, медицина, биология, астрономия, и многих других. Ввиду такого активного развития этого направления требуется улучшение эффективности инфракрасных (ИК) матричных фотоприемных устройств (МФПУ) — основного элемента тепловизионных систем. Одним из наиболее часто применяемых материалов для изготовления МФПУ среднего ИК-диапазона является антимонид индия — узкозонный полупроводник группы A_3B_5 с шириной запрещенной зоны $E_g = 0.23$ eV при 80 К. Для понижения темнового тока и соответственно достижения высокой чувствительности фоточувствительные матрицы охлаждаются до криогенных температур, что увеличивает вес, стоимость и энергопотребление МФПУ. Дальнейшее развитие инфракрасных МФПУ направлено на уменьшение их веса, стоимости и энергопотребления, что достигается путем использования гетероструктур, позволяющих изготавливать фотодиоды с пониженным темновым током.

Темновой ток фотодиодов на основе InSb имеет три основные составляющие: диффузионный, генерационный и поверхностный ток [1]. Диффузионный ток связан с генерацией носителей заряда в поглощающем слое и их диффузией до контактов. Ток генерации-рекомбинации, преобладающий в зоне обеднения фотодиода, представляет собой возбуждение носителей заряда по механизму Шокли–Рида–Холла (ШРХ) через энергетические уровни в запрещенной зоне и обычно является доминирующим при низких температурах. Поверхностный ток связан с наличием поверхностных состояний и генерацией носителей через них. Поверхностный ток понижают, пассивируя поверхность [2,3].

Одним из вариантов подавления темнового тока фотодиодов является использование так называемой *nVn*-структуры с униполярным барьером [4–6]. Ключевую роль в такой гетероструктуре играет широкозонный барьер, который может приводить к понижению всех составляющих темнового тока. Барьер блокирует поток основных носителей заряда (электронов в случае *nVn*-структуры) и подавляет диффузионную составляющую темнового тока, но не препятствует потоку неосновных носителей, генерированных светом (дырок). Также введение униполярного барьера вместо стандартного *p-n*-перехода позволяет избавиться от зоны обеднения и тем самым подавить ток генерации-рекомбинации, который преобладает при низких температурах.

В настоящей работе сообщается о получении *nVn*-гетероструктур на основе AllnSb/InSb для ИК-фотоприемников с пониженным темновым током. Гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на установке Riber Compact-21 на подложке InSb(100) *n*-типа с концентрацией $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, легированной Te, и состояли из следующих слоев: буферный слой InSb толщиной 400 nm с концентрацией электронов $n = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, поглощающий слой (ПС) InSb толщиной 1000 nm с $n = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, намеренно нелегированный барьерный слой (БС) $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ толщиной 50 nm, выполняющий роль барьера для электронов, контактный слой (КС) InSb толщиной 200 nm с $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Для легирования всех выращенных слоев использовался Si. Барьер *nVn*-структуры должен иметь достаточную толщину для подавления туннелирования электронов при малых обратных смещениях. Кроме того, разрыв в зоне проводимости на границе КС/БС должен быть достаточным для

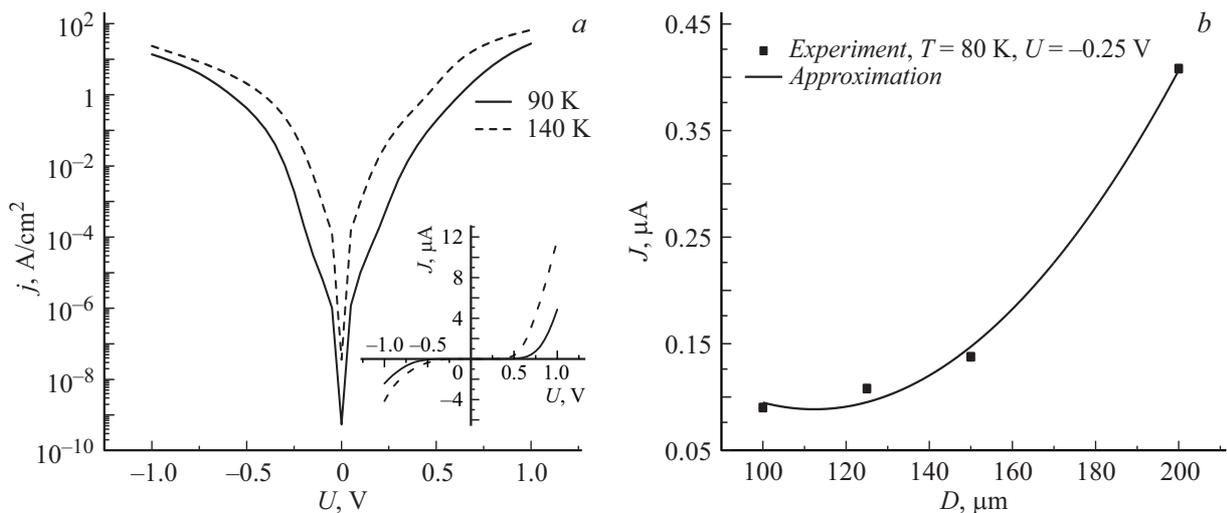


Рис. 1. *a* — ВАХ nBn -гетероструктуры диаметром $150\ \mu\text{m}$ при 90 и 140 К. На вставке — ВАХ в линейном масштабе. *b* — зависимость темнового тока при $T = 80\ \text{K}$ и $U = -0.25\ \text{V}$ от диаметра мезоструктуры (точки) и аппроксимация зависимости в соответствии с формулой (1) (сплошная кривая).

блокирования тока термоэлектронной эмиссии из КС в ПС, а разрыв валентной зоны не должен препятствовать потоку дырок из ПС в КС. Для удовлетворения этим условиям барьер был варизонным, доля алюминия x в процессе роста БС варьировалась от 0.15 до 0.35. Более подробно условия роста слоев описаны в работе [7].

Для тестирования гетероструктур были изготовлены мезоструктуры с различными диаметрами от 200 до $50\ \mu\text{m}$ с использованием фотолитографии и жидкостного травления и измерен темновой ток. Пассивация поверхности мезоструктур осуществлялась с помощью плазмохимического осаждения SiO_2 . Для формирования омических контактов на КС и подложку наносился металлический слой Au/Ti . Для определения преобладающих составляющих темнового тока были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) мезоструктур в интервале температур от 80 до 240 К. Образец помещался в криостат и охлаждался до температуры жидкого азота, далее постепенно нагревался вплоть до 240 К. Смещение варьировалось от $U = -1$ до $+1\ \text{V}$ при фиксированной температуре. Измерения проводились в темноте.

Типичные ВАХ мезоструктуры диаметром $150\ \mu\text{m}$ при 90 и 140 К представлены на рис. 1, *a*. Как при $U < 0$, так и при $U > 0$ по мере увеличения смещения возникает резкий рост тока по абсолютной величине (вставка на рис. 1, *a*), однако для положительной и отрицательной областей этот рост начинается при разных смещениях: $U \sim 0.6$ и $\sim -0.5\ \text{V}$ для $T = 90\ \text{K}$ и $U \sim 0.4$ и $\sim -0.3\ \text{V}$ для $T = 140\ \text{K}$. Фотодиоды работают при отрицательном смещении, поэтому в дальнейшем анализировался ток, измеренный при $U < 0$ (темновой ток). На рис. 1, *b* приведены зависимость темнового тока (J) от диаметра мезоструктуры (D) при смещении $U = -0.25\ \text{V}$ и температуре 80 К и ее аппроксимация (сплошная кривая) в

соответствии с формулой

$$J \propto \alpha D + \beta D^2. \quad (1)$$

Здесь коэффициенты α и β соответствуют поверхностной и объемной составляющим темнового тока мезоструктуры. При преобладании поверхностной компоненты тока зависимость имеет линейный характер, а при преобладании объемной компоненты тока зависимость становится квадратичной. Зависимость на рис. 1, *b* квадратичная ($\alpha/\beta \sim 10^{-2}$), что указывает на преобладание объемной компоненты тока. По мере увеличения обратного смещения при фиксированной температуре наблюдается повышение обоих коэффициентов, коэффициент β при всех температурах больше коэффициента α .

На рис. 2 изображена зависимость коэффициента β , соответствующего объемной составляющей темнового тока, от обратного смещения при температуре 90 К, полученная из аппроксимации зависимостей темнового тока от диаметра при различных обратных смещениях с помощью формулы (1). Начало нелинейного роста объемной составляющей темнового тока β при достижении смещения $U \sim -0.5\ \text{V}$ коррелирует с началом роста тока на ВАХ при температуре 90 К (вставка на рис. 1, *a*), что, по-видимому, связано с началом туннелирования носителей заряда сквозь барьер nBn -гетероструктуры, который по мере повышения обратного смещения становится туннельно-прозрачным (вставка на рис. 2).

На рис. 3 показаны типичные температурные зависимости темнового тока в координатах Аррениуса при трех различных обратных смещениях для мезоструктуры диаметром $150\ \mu\text{m}$. По мере понижения температуры величина темнового тока уменьшается для всех обратных смещений. Для анализа было выделено два температурных диапазона: $T = 80\text{--}130\ \text{K}$ (ΔT_1) и $T = 140\text{--}240\ \text{K}$ (ΔT_2). В диапазоне температур ΔT_1 при малом смещении

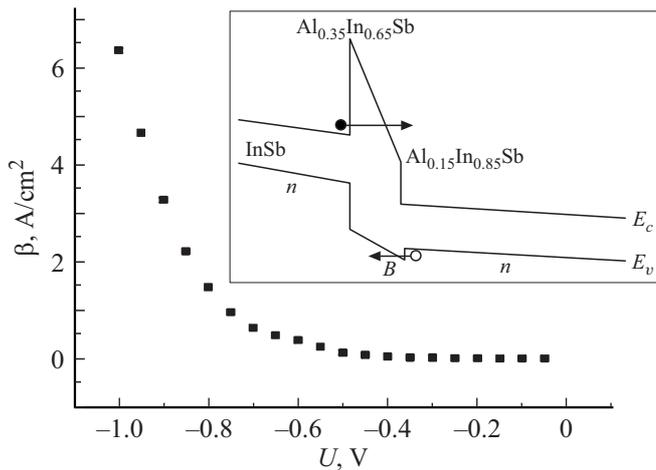


Рис. 2. Зависимость коэффициента β , соответствующего объемной составляющей темного тока, от обратного смещения при температуре 90 К. На вставке — схематическая зонная диаграмма nBn -гетероструктуры при обратном смещении. Темным кружком обозначен электрон, туннелирующий через барьер, светлым кружком обозначена дырка.

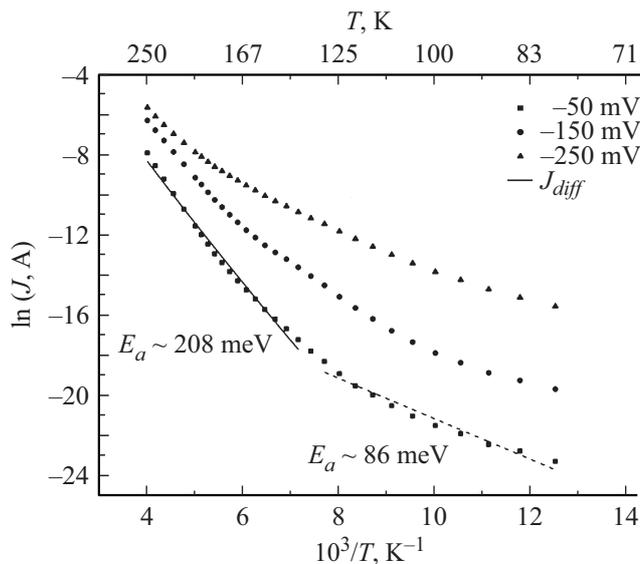


Рис. 3. Зависимость темного тока от температуры в координатах Аррениуса при $U = -50, -150, -250$ мВ для мезоструктуры диаметром $150 \mu\text{m}$. При $U = -50$ мВ для двух температурных диапазонов (ΔT_1 и ΔT_2) построены аппроксимации (штриховая и сплошная кривые) и указаны энергии активации (E_a).

$U = -50$ мВ, при котором влияние электрического поля на энергетический спектр гетероструктуры незначительно, энергия активации (E_a) в соответствии с формулой

$$J \propto \exp(-E_a/kT) \quad (2)$$

составляет ~ 86 меВ (штриховая линия на рис. 3). Это указывает на то, что механизм ШРХ преобладает в этом режиме, но с энергией активации, отличающейся

от энергии активации в pin -структуре на основе InSb, в которой механизм ШРХ является доминирующим при $U = -50$ мВ и $T < 120$ К с энергией активации ~ 110 меВ, что примерно равно $E_g/2$ [8]. По-видимому, генерация носителей в nBn -гетероструктуре в этом режиме происходит через энергетические уровни, находящиеся не в середине запрещенной зоны, как в pin -структуре.

В диапазоне температур ΔT_2 при $U = -50$ мВ зависимость темного тока аппроксимирована формулой

$$J \propto (en_i^2 L) / (N_d \tau), \quad (3)$$

где L — толщина поглощающего слоя, τ — время жизни неосновных носителей заряда, N_d — концентрация доноров. Формула (3) описывает диффузионную составляющую темного тока мезоструктуры [9]. В соответствии с формулой (3) энергия активации при $U = -50$ мВ для температурного диапазона ΔT_2 составляет 208 меВ ($\sim E_g$) (сплошная линия на рис. 3), что указывает на доминирование диффузионной компоненты в этом температурном диапазоне.

Плотность темного тока при $U = -50$ мВ в диапазоне температур $T = 110-200$ К ($j = 6.7 \cdot 10^{-6} - 10^{-2}$ А/см²) в nBn -гетероструктуре меньше, чем плотность тока в типичных pin -структурах ($j = 5 \cdot 10^{-5} - 1$ А/см²) в том же диапазоне температур при $U = -50$ мВ [8]. Понижение плотности тока показывает, что внедренный барьер блокирует часть основных носителей заряда и тем самым понижает плотность темного тока.

Таким образом, в работе представлены результаты разработки МЛЭ-технологии nBn -гетероструктур на основе InSb со сверхтонким варизонным AlInSb-барьером. Продемонстрировано, что в nBn -гетероструктурах почти 100% темного тока протекает через объем мезоструктуры, что снижает требования к пассивации поверхности мезоструктур по сравнению с мезоструктурами на основе pin -структур. Плотность темного тока nBn -гетероструктур в диапазоне температур от $T = 110-200$ К меньше в 10–100 раз, чем плотность тока в pin -структурах при тех же условиях. Это показывает эффективное блокирование основных носителей заряда встроенным барьером и, как следствие, подавление диффузионной компоненты темного тока.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Hopkins F.K., Boyd J.T. // Infrared Phys. 1984. V. 24. N 4. P. 391–395. DOI: 10.1016/0020-0891(84)90031-9
- [2] Park S., Choi D., Park H., Moon D., Yoon E., Park Y., Bae D.K. // Int. J. Nanotechnol. 2016. V. 13. N 4–6. P. 392–401. DOI: 10.1504/IJNT.2016.077089

- [3] *Simchi H., Sareminia Gh., Shafiekhani A., Valizadeh Gh.* // *Infrared Phys. Technol.* 2008. V. 51. N 3. P. 263–269. DOI: 10.1016/j.infrared.2007.09.001
- [4] *Maimon S., Wicks G.W.* // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. N 15. P. 151109. DOI: 10.1063/1.2360235
- [5] *Martyniuk P., Kopytko M., Rogalski A.* // *Opto-Electron. Rev.* 2014. V. 22. N 2. P. 127–146. DOI: 10.2478/s11772-014-0187-x
- [6] *Sidor D.E., Savich G.R., Wicks G.W.* // *J. Electron. Mater.* 2016. V. 45. N 9. P. 4663–4667. DOI: 10.1007/s11664-016-4451-3
- [7] *Бакаров А.К., Гутаковский А.К., Журавлев К.С., Ковчавцев А.П., Торопов А.И., Бурлаков И.Д., Болтарь К.О., Власов П.В., Лопухин А.А.* // *ЖТФ.* 2017. Т. 87. В. 6. С. 900–904. DOI: 10.21883/JTF.2017.06.44514.1986
- [8] *Evirgen A., Abautret J., Perez J.P., Ait-Kaci H., Christol P., Fleury J., Sik H., Nedelcu A., Cluzel R., Cordat A.* InSb photodetectors with PIN and *nBn* designs // *Quantum sensing and nanophotonic devices XI.* San Francisco: International Society for Optics and Photonics, 2014. V. 8993. P. 899313. DOI: 10.1117/12.2039156
- [9] *Savich G.R., Sidor D.E., Du X., Morath C.P., Cowan V.M., Wicks G.W.* // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 106. N 17. P. 173505. DOI: 10.1063/1.4919450